

АРОМАТНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ СТРУНЫ

Дж.Л.Чкареули

Институт физики АН Грузии
380077, Тбилиси

Поступила в редакцию 8 июля 1991 г.

Рассмотрены струнные решения, связанные со спонтанно нарушенной калибровочной симметрией $SU(3)_H$ поколений кварков и лептонов. Получен новый класс решений - двойные Z_3 -струнные конфигурации. Образованные ими струнные космические сети могли бы составлять основную массу невидимого вещества во Вселенной.

1. Принято думать ¹, что в ранней Вселенной в результате фазового перехода могли бы возникать космические струны - линейные топологические дефекты с натяжением $\mu \sim V^2$, где V - вакуумное среднее (ВС) скалярного поля, вызывающее спонтанное нарушение некоторой исходной симметрии G кварков и лептонов. Обычно под G понимают симметрию великого объединения, например, $SO(10)$ или $E(6)$ с $V_{GV} \sim 10^{15}$ ГэВ ^{1,2}. Связанные с ее нарушением тяжелые космические струны могут иметь космологически заметные флуктуации плотности, индуцирующие образование галактик, и кроме того приводить к ряду наблюдаемых эффектов ^{1,2}

Здесь мы рассмотрим горизонтальную калибровочную симметрию кварк-лептонных поколений G_H , спонтанное нарушение которой могло бы, как будет видно ниже, приводить к появлению характерных для модели поколений ароматных космических струн. Мы примем для шкалы этого нарушения $V_H \sim 10^4$ ГэВ, как это следует в настоящее время из опытов по поиску процессов с несохранением кварковых и лептонных ароматов ³.

2. Хотя наше обсуждение в равной мере применимо к любой симметрии поколений G_H , удовлетворяющей топологическим критериям, ниже мы рассмотрим калибровочные симметрии типа $G_H = SU(3)_H$ (или $SU(3)_H \times U(1)_H$) с киральным наполнением кварков и лептонов ⁴ в рамках стандартной электрослабой $SU(2) \times U(1)$ -модели

$$q_{L\alpha} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{L\alpha}, \quad q_R^\alpha = (u, d)_{R\alpha}^\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3 \quad (SU(3)_H) \quad (1)$$

(и аналогично для лептонов) как наиболее привлекательные, если иметь в виду возможные расширения к моделям великого объединения и натуральное (без точных подстроек) описание кварк-лептонного массового спектра и смешивания кварков ^{5,6}. В общем случае теория должна содержать наряду с обычными кварками и лептонами (1) сопряженные им фермионы Q_L^α и $Q_{R\alpha}$ для того чтобы имело место полное сокращение G_H^3 -аномалий. Q -кварки (и лептоны) получают массы $M_Q \sim V_H$ в результате нарушения симметрии G_H сразу после того как связанные с ней скаляры $\eta_n^{\alpha\beta}$ (триплеты $\eta_1^{[\alpha\beta]}$, $\eta_2^{[\alpha\beta]}$ и секстет $\eta_0^{\{\alpha\beta\}}$ $SU(3)_H$ -симметрии) разовьют свои ВС. Массы обычных кварков (верхних и нижних, а также заряженных лептонов) индуцируют эффективные связи вида.

$$\frac{1}{M_F} \bar{q}_L^\alpha q_R^\beta \varphi \eta_{n\alpha\beta}, \quad n = 0, 1, 2 \quad (2)$$

возникшие в результате обмена между состояниями $q_{L\alpha}\varphi$ (φ - обычный скалярный дублет Вейнберга - Салама) и $q_R^\beta \eta_{n\alpha\beta}$ промежуточными тяжелыми фермионами F_α ($F_{L\alpha}, F_{R\alpha}$) с массой $M_F \sim V_H$ ⁶.

ВС горизонтальных скаляров $\eta_n^{\alpha\beta}$ одновременно с характером нарушения симметрии G_H через связь (2) определяют структуру массовых матриц кварков и лептонов. Решение для ВС скаляров (в их общем потенциале Хиггса) вида

$$\langle \eta_0^{\alpha\beta} \rangle = \eta_0 \delta^{\alpha 3} \delta^{\beta 3}, \quad \langle \eta_1^{\alpha\beta} \rangle = \eta_1 \delta^{\alpha 2} \delta^{\beta 3}, \quad \langle \eta_2^{\alpha\beta} \rangle = \eta_2 \delta^{\alpha 1} \delta^{\beta 2} \quad (3)$$

с иерархией $\eta_0 \gg \eta_1 \gg \eta_2$ приводит к конкретному анзацу Фрича ⁷ массовых матриц кварков с антисимметричным смешиванием между поколениями. Можно принять, что в настоящее время этот анзац в главных чертах правильно отражает наблюдаемую на опыте иерархию масс и смешиваний кварков и далее иметь дело в ВС (3). Отметим, что эффективная связь (2) и аналогично все юкавские связи модели обладают дополнительной глобальной киральной симметрией $U(1)_H$ с отличными от нуля значениями горизонтального гиперзаряда Y_H фермионов q, Q, F и скаляров η_n ⁶. Мы можем рассматривать ее как исходную симметрию Печчеи - Куинн ⁸ всех безмассовых (до нарушения симметрии поколений) фермионов. С другой стороны, мы могли бы локализовать ее и иметь полную калибровочную симметрию поколений $SU(3)_H \times U(1)_H$. В любом случае, как будет видно ниже, наличие дополнительной $U(1)_H$ существенно для топологических свойств модели, если мы начнем с вакуумного многообразия (3).

3. Рассмотрим теперь струнные решения, связанные со спонтанно нарушенной симметрией поколений $SU(3)_H \times U(1)_H$. Согласно общим топологическим аргументам наличие струны означает существование в горизонтальном вакуумном многообразии (3) нестягиваемой в точку групповой орбиты

$$\Omega(\theta) = \exp[i(a\lambda_8 + b\lambda_3 + cI)\theta], \quad (4)$$

где λ_8, λ_3 и I - диагональные генераторы $SU(3)_H \times U(1)_H$. Применяя орбиту (4) к ВС (3), имеем условия $(\eta_n(\theta) = \Omega(\theta)\eta_n(0), n = 0, 1, 2)$

$$-4a + c = l, \quad -a - b + c = m, \quad 2a + c = p, \quad (5)$$

где индексы l, m и p принимают, по определению только значения ± 1 и 0 , что отвечает, соответственно, наличию и отсутствию (основной) струны. Дробные значения индексов означали бы наличие доменных стенок на струне. Как легко видеть из (5), такие стенки с необходимостью возникнут в отсутствии гиперзаряда $U(1)_H$ ($c = 0$):

$$SU(3)_H \xrightarrow{\eta_0} SU(2)_H \times Z_2 \xrightarrow{\eta_1} 1. \quad (6)$$

С другой стороны, в присутствии гиперзаряда $U(1)_H$ возникает лишь одна "гибридная" струна на заключительном этапе нарушения симметрии

$$SU(3)_H \times U(1)_H \xrightarrow{\eta_0} SU(2)_H \times \tilde{U}(1)_H \xrightarrow{\eta_1} \tilde{\tilde{U}}(1)_H \xrightarrow{\eta_2} 1 \quad (7)$$

после его последовательного смешивания с генераторами λ_8 и λ_3 . В случае глобальной $U(1)_H$ симметрия $\tilde{\tilde{U}}(1)_H$ совпадает с реальной симметрией Печчеи - Куинн $U(1)_{PQ}$, связанной теперь уже только с фермионами первого поколения.

Ее спонтанное нарушение ведет к появлению аналогичной (глобальной) "гибридной" струны, которая в дальнейшем в результате "жесткого" нарушения $U(1)_{PQ}$ непертурбативными эффектами КХД становится границей космологически безопасной аксионной доменной стенки. Такие "гибридные" стенки хорошо известны (см. обзоры ^{1,9}), а в связи с симметрией поколений недавно обсуждались в работах ¹⁰.

Какие струнные конфигурации в принципе еще возможны в модели поколений с набором ВС (3)? Легко видеть, что во всех случаях, когда скаляры, спонтанно нарушающие $SU(3)_H$, обладают еще и горизонтальным гиперзарядом $U(1)_H$ (локальным или глобальным - не имеет значения) мы будем иметь только указанные выше "гибридные" струны. Действительно, возникающая на промежуточном этапе дискретная симметрия Z_N от ВС некоторого N -индексного симметричного скаляра $\chi_{\{\alpha\beta\dots\rho\}}$ (антисимметричные скаляры - триплеты $SU(3)_H$ - струнных решений не дают) всегда "поглощается" непрерывной симметрией $\tilde{U}(1)_H$, как в только что рассмотренном примере с 2-индексным скаляром $\eta_0^{\{\alpha\beta\}}$ (см.(7)).

Пусть теперь скаляр χ гиперзарядом $U(1)_H$ не обладает, а его ВС развивается на одной из компонент $\chi_{\alpha\alpha\dots\alpha}$. Мы имеем цепочку нарушений

$$SU(3)_H \times U(1)_H \xrightarrow{\chi} SU(2)_\alpha \times Z_N \times U(1)_H \xrightarrow{\eta_0} \tilde{U}(1)_H \xrightarrow{\eta_1} 1, \quad (8)$$

где $SU(2)_\alpha$ - одна из подгрупп $SU(3)_H$ ($= 1, 2, 3$). Таким образом, струнное решение, связанное со скаляром χ , имеет Z_N конфигурацию. При этом благодаря тому, что все прежние скаляры η_n обладают горизонтальным гиперзарядом Y_H доменные стенки и в этом случае не образуются, а снова образуется "гибридная" струна, связанная, однако, не со скаляром η_2 как в предыдущем случае (7), а с более массивным скаляром η_1 , смешивающим второе и третье поколения. Условие отсутствия доменных стенок полностью определяет, как выясняется, вид нового скаляра χ и тип струны, связанной с его ВС. Применяя к нему групповую орбиту (4), имеем дополнительно к условиям (5)

$$-2N\alpha = k \quad (\alpha = 3), \quad (9)$$

где для определенности мы взяли ВС поля χ на компоненте $\chi_{33\dots3}$. Используя теперь условия (5), получаем окончательно соотношение между топологическими индексами струн в модели

$$l - p = 3 \frac{k}{N} \quad (10)$$

откуда для основных струн следует единственное нетривиальное решение $N = 3$. Оно же возникает и для других подгрупп $SU(3)_H$ ($\alpha = 1, 2$).

Таким образом, практически в общем случае мы приходим к характерным топологическим дефектам в модели поколений - двойным Z_3 -струнным конфигурациям, образующим далее (в ходе эволюции ¹) струнные сети. Малый "кор" этих струн соответствует скаляру χ , большой "кор" ("гибридной" струны) - скаляру η_1 . Если предположить, что симметрия $SU(3)_H$ предварительно проходит стадию нарушения октетом скаляров, сопровождаемую рождением ароматных монополей, а потом уже нарушается согласно (8), то в узлах нашей сети оказываются монополи и антимонполи.

Обсуждаемые нами легкие ($V_H \ll V_{GU}$) ароматные струны и струнные сети могут составить физическую основу сценариев Виленкина ¹¹ и Киббла ¹²

струнно-доминированной Вселенной (СДВ). Детально астрофизические и космологические следствия нашей модели мы обсудим отдельно. Здесь же кратко укажем на возможные проявления ароматных струн в такой СДВ. Они связаны с тем, что на "гибридной" струне благодаря юкавским связям модели всегда имеет место локализация определенного безаномального набора поперечных нулевых мод фермионов q , Q и F ¹⁰ согласно общему критерию Виттена². В случае Z_3 сети этой моды отвечают второму и третьему поколениям обычных и тяжелых ($M_Q \sim M_F \sim V_H$ вне струны) кварков и лептонов. Накопив достаточный импульс в межгалактических магнитных полях, они будут инжектироваться со струн сети, рождая очень протяженные (порядка размеров Земли) широкие атмосферные ливни (ШАЛ) в космических лучах с энергией порядка V_H . В СДВ возможность наблюдения таких ШАЛ на Земле оказывается на уровне 1 - 2 событий в год.

Автор искренне признателен Барбиери Р., Бережиани З.Г., Канчели О.В. и особенно Двали Г.Р. за обсуждение результатов и полезные замечания.

-
1. Vilenkin A. Phys. Rep., 1985, 121, 263.
 2. Witten E. Nucl. Phys. B, 1985, 249, 557.
 3. Particle Data Group. Phys. Lett. B, 1990, 239, 1.
 4. Чкареули Дж.Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 684.
 5. Бережиани З.Г., Чкареули Дж.Л. ЯФ, 1983, 37, 1043.
 6. Berezhiani Z.G. Phys. Lett. B, 1983, 129, 99; 1985, 150, 177.
 7. Fritzsch H. Nucl. Phys. B, 1979, 155, 198.
 8. Peccei R.D., Quinn H.R. Phys. Rev. D, 1977, 16, 1791.
 9. Preskill J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1984, 34, 461.
 10. Bibilashvili T.M., Dvali G.R. Phys. Lett. B, 1990, 248, 269; Dvali G.R. Phys. Lett. B, (in press).
 11. Vilenkin A. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1016.
 12. Kibble T.W.B. Phys. Rev. D, 1986, 33, 328.